ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 31 MAI 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

GÉOGRAPHIE BOTANIQUE. — *Plantes adventices apparues à Paris et aux environs pendant les périodes de guerre*. Note de M. **Auguste Chevalier**.

Depuis longtemps les botanistes ont remarqué que certaines plantes, qui vivent habituellement au voisinage de l'homme, principalement aux abords des villes, pouvaient être transportées par l'homme à de grandes distances pendant les périodes de guerre. Elles apparaissent brusquement en des lieux (emplacements de campements, pourtours de villes assiégées, décombres des ruines, terrassements des travaux défensifs) où elles n'existaient pas auparavant. Elles peuvent persister plusieurs années, parfois même se naturaliser et se répandre, créant ainsi de nouveaux foyers d'habitat dans l'aire de l'espèce. Beaucoup de plantes rudérales cosmopolites ont pu se répandre ainsi aux grandes périodes de migrations des races humaines. Ce transport de graines qui s'ensemencent est naturellement involontaire. Les graines sont attachées aux chaussures et aux vêtements des hommes, au harnachement des chevaux; elles peuvent être mêlées au matériel de guerre et aux fourrages. Si ces graines tombent sur le sol en des lieux où il est apte à les recevoir (places libres et terres remuées encore exemptes de végétation), elles germeront et donneront des plantes qui graineront et assureront la multiplication. Il s'en fait ainsi une dissémination rapide, car ces plantes sont autofécondes et la plupart sont probablement parthénocarpiques.

A. de Candolle rapporte (*Géographie botanique raisonnée*, 1855, p. 639), que le *Bunias orientalis* L. fut apporté par les Russes aux environs de Paris lors de l'invasion de 1814. Cette plante, originaire de la Russie (jusqu'à la Lithuanie), s'est maintenue au Bois de Boulogne jusqu'à nos jours.

Dans une Note sur la Flore adventice de Paris publiée en 1940 [1], j'ai indiqué qu'à la suite du siège de Paris en 1870-1871, 268 plantes adventices, pour la plupart étrangères à la région parisienne, s'installèrent près des

---

[1] *Comptes rendus*, **211**, 1940, pp. 453-457.

bastions des fortifications. La plupart avaient été apportées par des fourrages venus de la région méditerranéenne ou avec des Avoines d'Odessa. On a donné le nom de florule obsidionale à cette végétation adventice résultant de la guerre. La plupart de ces plantes disparurent au bout de quelques années. Deux seulement ont persisté dans les lieux vagues et sur les décombres de la capitale : *Sisymbrium pannonicum* Jacq. et *Reseda alba* L.

A la suite de la guerre 1914-1918 diverses plantes adventices sont apparues aussi dans l'Est, le Nord, le Nord-Ouest, les environs de Paris etc., principalement près des camps anglais ou américains. Des listes de ces plantes ont été dressées naguère par Jovet, M. Debray et Pierre Senay ([2]) etc.

La guerre que nous subissons actuellement apportera aussi quelques changements dans la végétation de notre pays. Des stations de plantes rares seront sans doute détruites par les terrassements et les travaux militaires du bord de la mer bouleversant certains sites, par l'exploitation et l'anéantissement de certaines tourbières où vivaient encore quelques représentants de la flore glaciaire. Quant aux apports d'espèces adventices, ils semblent jusqu'à présent très peu nombreux. Nous avons constaté tout récemment la présence, sur le terrain de manœuvres de Vincennes, de deux plantes adventices qui n'y existaient certainement pas en 1940 et qui sont venues sans doute d'Allemagne. Ce sont deux Crucifères. La première est le *Sisymbrium Lœselii* L. = *S. austriacum* Liehl. C'est une plante de Russie, des Balkans, du Sud de l'Asie, naturalisée depuis longtemps en Allemagne et en Autriche et vivant en adventice autour de quelques villes. Elle était apparue déjà en 1871 aux environs de Paris, mais avait disparu. On en trouve actuellement quelques plants çà et là à travers le champ de manœuvres de Vincennes, là où des terrassements ont été faits.

La deuxième est *Lepidium densiflorum* Schrad. = *L. apetalum* Ascherson et auct. germ. non Willd. C'est une plante de l'Ouest des États-Unis (États de Washington, Oregon, Idaho, Montana, Colorado, New Mexico etc.). Elle a gagné ensuite le centre et l'Est de l'Amérique du Nord par le ballast des voies ferrées, puis est arrivée au Canada dans la province de Québec. Elle a été introduite depuis plus d'un siècle en Allemagne (soit par les jardins botaniques, soit par les marchandises importées d'Amérique). D'abord très rare, elle a commencé à se répandre à partir de 1885 sur le ballast aux environs des principales villes : Berlin, Posen, Stettin, Hambourg, Dresde, Halle, Breslau etc. Elle est aujourd'hui assez commune sur le terrain de Vincennes, sur les scories et poussiers de coke qui nivellent par places le terrain. La forme que l'on y rencontre est *L. neglectum* Thellung, qui semble peu distincte du type.

([2]) *Plantes naturalisées dans la Seine-Inférieure* (*Bull. Soc. linn. Seine-Maritime*, décembre 1923).

A la vérité le *L. densiflorum* n'est pas nouveau en France; nous en avons observé un spécimen dans l'Herbier du Muséum, récolté à Villeneuve-le-Roi par Jeanpert le 12 juin 1914, donc avant la grande guerre, et c'est sans doute la même plante que le même botaniste dans son *Vade-mecum* indique à Chantilly sous le nom de *L. apetalum* Willd.

Enfin Pierre Senay constate, peu de temps après la guerre 1914-1918, que *L. densiflorum* était assez répandu aux environs du Havre et de Harfleur, principalement près de l'emplacement des camps anglais. La plante avait persisté jusqu'à ces dernières années. D'après Senay et Debray le *L. densiflorum* a été introduit en Angleterre vers 1898; il s'était déjà répandu avant 1914 autour de certaines villes de Grande-Bretagne et ce sont les soldats anglais qui l'ont apporté avec leur matériel dans la Seine-Inférieure littorale, où il s'est maintenu.

Mais en général les plantes qui s'introduisent dans un pays, à la suite de guerres, n'y persistent pas. Ce sont, suivant la nomenclature de Thellung, des éphémérophytes ou vagabondes, qui s'éteignent après s'être reproduites quelques années de suite sur les emplacements où elles étaient apparues.

CHIMIOTHÉRAPIE. — *Les réactions respiratoires dans le botulisme aigu expérimental.* Note de MM. **Léon Binet, René Legroux, J.-C. Levaditi** et M[lle] **M. Poutonnet.**

La fréquence et la gravité des accidents provoqués par l'ingestion d'aliments de conserve altérés nous ont amenés à préciser certains points de l'étude expérimentale que l'un de nous poursuit depuis plusieurs années avec M[me] C. Jéramec.

Nous signalons aujourd'hui, à cause de leur portée pratique en thérapie humaine, les résultats de l'étude des réactions respiratoires que l'animal intoxiqué présente avant sa mort. Nos expériences ont été pratiquées sur des Lapins adultes soumis à une intoxication massive qui entraîne leur mort 2 heures après l'inoculation. A la suite de cette injection toxique l'animal présente, après 1 heure 30 minutes environ, de l'incoordination des mouvements du train postérieur, puis de la faiblesse des muscles de la ceinture scapulaire et de la nuque qui aboutit à la chute de la tête sur le plancher; de la salive s'écoule du museau; parallèlement l'amplitude et le rythme respiratoires diminuent et la mort survient 25 à 35 minutes après l'apparition des premiers signes. A l'ouverture du cadavre l'oreillette bat encore, et, dès la libération de l'enveloppe péricardique, les contractions ventriculaires reprennent pour durer parfois plusieurs heures jusqu'à la dessiccation de l'organe.

Nous nous sommes attachés à l'enregistrement du rythme respiratoire, abdominal et thoracique, des variations du courant intratrachéal et de la tension artérielle chez les animaux intoxiqués.

Une heure après l'injection et dans les instants qui suivent, tandis que la tension artérielle reste normale, ou voisine de la normale, la respiration est fortement troublée : le rythme diminue et l'amplitude décroît considérablement, le débit respiratoire s'effondre, et vers la deuxième heure, en moins de deux minutes, on voit s'inscrire la chute verticale de la tension artérielle, qui traduit sur nos tracés la mort de l'animal.

Ces observations préliminaires nous ont conduits à soumettre le Lapin intoxiqué à une inhalation précoce et permanente d'oxygène pur. Pour cela, grâce à une canule munie de la soupape de Tissot, la trachée est mise en communication directe avec un spiromètre-réservoir rempli de O^2 pur. L'inhalation d'oxygène commence 30 à 45 minutes après l'inoculation de la toxine et est continuée jusqu'à l'arrêt de l'expérience. Vers la deuxième heure après l'inoculation, alors que les Lapins témoins sont morts, on assiste au tableau saisissant d'un animal en apnée et qui continue à vivre grâce à l'oxygénation : le débit respiratoire n'est plus mesurable, mais les contractions cardiaques sont régulières, la tension artérielle est bonne, voisine de 10^{cm} de Hg. L'animal soumis à l'oxygénothérapie vit 4 heures et au delà après l'inoculation; l'expérience montre que l'oxygène commande cette survie, car il suffit de remplacer l'oxygène par l'air pour amener la mort en quelques instants.

La survie en état d'apnée dans une atmosphère d'oxygène pur peut être interrompue par une défaillance circulatoire, dans le cas d'une dose considérable de toxine injectée ou d'inhalation d'oxygène tardivement instaurée; le cœur s'arrête, le style inscripteur de la tension s'abaisse brusquement et reste immobile. On conçoit la gravité d'un tel état; nous avons pu cependant y pallier expérimentalement. Nous pratiquons, au moment de la chute de tension, une respiration artificielle par petites insufflations intratrachéales obtenues par des pressions courtes et rapprochées sur le spiromètre à O^2 : en quelques instants on observe la reprise des contractions cardiaques, la tension artérielle monte et l'on assiste à une survie, toujours en état d'apnée, avec une tension voisine de la normale ([1]).

Ainsi l'intoxication botulique, qui tue par arrêt respiratoire, peut être singulièrement prolongée par inhalation de O^2 pur complétée par la respiration artificielle. Nous souhaitons que les médecins, aujourd'hui armés en matière d'oxygénothérapie et de respiration artificielle (poumon d'acier), méditent ces faits expérimentaux.

([1]) Nous avons pu, en l'espace de deux heures, renouveler cette ranimation cinq fois.

ÉLASTICITÉ. — *Sur la théorie des fils élastiques.* Note de M. **Jules Haag**.

1. Dans un travail déjà ancien ([1]), j'ai montré comment la méthode du trièdre mobile permet d'établir les formules fondamentales des fils élastiques, en partant de la théorie générale de l'Élasticité. J'ai repris cette méthode, mais sans supposer, comme dans le travail ci-dessus, que la section droite du fil est infiniment petite. Introduisant une homothétie transversale de rapport t, je me suis proposé de calculer la déformation et les efforts intérieurs par des développements en série suivant les puissances de t. Les deux premiers termes redonnent les résultats de mon premier Mémoire. Les coefficients de chacune des puissances suivantes se calculent par un *problème biharmonique* et un *problème de Neumann*. Je n'ai pu démontrer la convergence des séries obtenues; mais elle me paraît probable, si les dimensions transversales sont assez petites vis-à-vis du rayon de courbure du fil.

Les forces de volume et les forces latérales sont arbitrairement choisies, mais les forces sur les bases doivent avoir une répartition déterminée; de sorte qu'il faut admettre le *principe de l'équivalence*, comme dans les problèmes classiques de Saint-Venant.

2. Dans le cas particulier du *fil rectiligne* on retrouve naturellement ces derniers problèmes; mais la solution se présente sous une forme synthétique extrêmement simple.

Soient ε la dilatation de la fibre neutre; p, q, r les rotations du trièdre mobile après déformation, le rôle du temps étant joué par l'arc z de la fibre neutre; u, v, w les composantes du déplacement rapporté audit trièdre; k le coefficient de Poisson; ε_1, p_1, q_1, r_1 des primitives de ε, p, q, r. Posons $\zeta = x + iy$, $\zeta' = x - iy$ et

$$u + iv = k\frac{\partial F}{\partial z} - ir_1\zeta, \tag{1}$$

F désignant une fonction analytique de ζ, dépendant de z. On a

$$w = -\varepsilon_1 - p_1 y + q_1 x - \mathcal{R}\left(\frac{\partial F}{\partial \zeta}\right) + W, \tag{2}$$

où $\mathcal{R}$ représente la partie réelle et W une fonction de x, y seulement. Soit F' la fonction conjuguée de F. On a les deux équations suivantes

$$\frac{\partial^3 F}{\partial z\, \partial \zeta'^2} = k\frac{\partial^3 F'}{\partial z^3} + q + ip, \qquad \Delta W = 2\mathcal{R}\left(\frac{\partial^3 F}{\partial z^2\, \partial \zeta}\right). \tag{3}$$

La première est une équation aux variables mêlées, dont la solution générale est obtenue en prenant pour F un polynome du second degré en ζ, dont les

---

([1]) *Ann. École Norm.*, 3e série, 46, 1929, pp. 105 à 129.

coefficients sont des polynomes du second degré en z; en outre la partie imaginaire de $\partial^2 F/\partial z \partial \zeta$ doit être ir_1/k.

En choisissant arbitrairement les coefficients constants de ce polynome, on obtient facilement u, v, w, p, q, r, ε. En tenant compte de la déformation due à ε, p, q, r, on retrouve les formules classiques de Saint-Venant. Mais ces dernières sont plus compliquées que celles qui donnent les fonctions u, v, w ci-dessus, du fait qu'elles mélangent la déformation de la fibre neutre avec celle de la section droite.

3. On peut résoudre le problème plus général dans lequel le cylindre est soumis à des *forces de volume et latérales dont les composantes sont des polynomes* en z. Les fonctions inconnues sont aussi des polynomes en z, dont les coefficients se déterminent par une succession de *problèmes biharmoniques* et de *problèmes de Neumann*. Ceci s'applique par exemple au cas d'une poutre homogène encastrée (horizontalement, verticalement ou obliquement) *soumise à son poids et à une charge uniformément répartie* dans le sens longitunal. Les formules obtenues diffèrent de celles qu'on admet habituellement en Résistance des matériaux; mais la différence est faible dès qu'on s'éloigne de la base libre.

On peut aussi traiter de la même manière le cas où le cylindre *tourne uniformément autour d'un axe quelconque*.

Ces problèmes peuvent aussi être résolus par la même méthode dans le cas où le cylindre est remplacé par une *torsade*; mais les calculs sont plus compliqués.

Bien entendu, toutes ces solutions ont le caractère commun à tous les problèmes de Saint-Venant, en ce sens qu'elles sont subordonnées au principe de l'équivalence.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'écoulement adiabatique permanent d'un gaz parfait autour d'un dièdre indéfini*. Note M. **Maurice Roy**.

I. Dans le *demi-plan* xOy on considère l'écoulement permanent, non visqueux et adiabatique d'un gaz parfait (à c_p et c_v constants) *autour* d'un dièdre indéfini AOB (AO coïncide avec x négatif, OB est incliné de β sur x positif; $-\pi < \beta < \pi$). A l'infini négatif (ou amont, indice zéro) la vitesse-limite l [$l^2 = V^2 + 2a^2/(\gamma - 1)$; V, vitesse du gaz; a, vitesse du son] est supposée uniforme et le tourbillon ζ nul.

On démontre que l est partout uniforme, et ζ partout nul sauf à l'aval d'une onde de choc non uniforme ([1]). Toute solution réversible (sans onde de choc)

([1]) A travers une telle onde le saut d'entropie ne serait pas uniforme et les équations (II) d'une Note antérieure (*Comptes rendus*, 209, 1939, p. 187) montrent immédiatement que le tourbillon ζ cesserait d'être nul à l'aval.

et donnée à l'infini amont est symétrique par rapport au bissecteur du dièdre, ou doublée par sa symétrique par rapport à ce plan.

L'obstacle idéal et le gaz parfait ne comportent *aucun repère pouvant fixer l'échelle des longueurs* (²). Ou bien à l'infini amont et aval la vitesse est soit nulle, soit infinie (cas de la solution symétrique et à potentiel pour un liquide). Ou bien l'état et le mouvement sont constants sur tout rayon vecteur issu de O. Dans ce cas (*à homothétie centrale*), vitesse et pression sont uniformes, en particulier, sur les faces du dièdre-obstacle; toute onde de choc passe par l'arête du dièdre et est plane et uniforme, ce qui ne trouble ni l'isentropie, ni la nullité du tourbillon de part et d'autre d'une telle onde.

Ces conséquences du choix d'un obstacle *irréalisable* engendrent de véritabes *anomalies*, trop peu remarquées, comme l'impossibilité d'une évolution *continue* des solutions en régimes subsoniques, puis supersoniques.

II. Pour $\mu_0 < 1$ et assez petit, on est tenté de négliger la *compressibilité* du gaz, mais l'écoulement irrotationnel d'un liquide dérive de la fonction $f(z) = Kz^{\pi/(\pi-\beta)}$ (avec $f = \varphi + i\psi$; $z = x + iy$). Selon que β est positif ou négatif, la vitesse est infinie à l'infini et nulle à l'origine, ou inversement. Si faible que soit la compressibilité, l'écart infini des vitesses extrêmes ne permettrait, d'ailleurs, pas de la négliger. Même par approximation (et contrairement à ce qui se passe en général pour des problèmes à échelle des longueurs fixée) le cas du gaz en régime de faible μ_0 ne s'apparente donc pas à celui du liquide.

III. Soit le cas du courant *à homothétie centrale*. Comme il reste *irrotationnel*, même avec ondes de choc (alors planes, uniformes et rayonnant de l'origine), les équations du courant plan se réduisent à

$$(1)\qquad v = \frac{du}{d\theta}; \qquad (v^2 - a^2)\left(u + \frac{d^2u}{d\theta^2}\right) = 0; \qquad u^2 + v^2 + \frac{2a^2}{\gamma - 1} = l_0^2;$$

où u et v désignent les composantes radiale et tangentielle de V, qui ne dépendent que de l'angle polaire θ par rapport à Ox ($\beta \leq \theta \leq \pi$).

Les deux solutions possibles résultent de l'*annulation de l'un ou de l'autre facteur* de la seconde équation :

a. La solution $v^2 - a^2 = 0$ ou $v = \pm a$ équivaut à

$$(2)\qquad u = A\cos n\theta + B\sin n\theta; \qquad v = \frac{du}{d\theta} \qquad \left(A,\ B = \text{const.};\ n = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}}\right).$$

Elle n'est valable que dans un secteur limité ($\theta_2 \leq \theta \leq \theta_1$; $\beta < \theta_2$, $\theta_1 < \pi$) et se raccorde sur ses rayons frontières à une solution du type *b* ci-après, donc à deux courants uniformes et parallèles aux faces AO et OB. Sur la frontière

---

(²) Il n'en serait pas de même si l'on tenait compte d'une viscosité du gaz non nulle, même très petite, car cette grandeur pourrait servir à fixer l'échelle des longueurs pour un gaz donné.

amont Ω_1, on a $V_0 = a_0/\sin\theta_1$, et sur la frontière aval Ω_2, on a $V_2 = a_2/\sin(\theta_2 - \beta)$. La solution n'est donc *possible qu'en régime supersonique* ($\mu_0 = V_0/a_0 > 1$).

Pour μ_0 donné on obtient, pour θ_1, deux valeurs *supplémentaires* l'une de l'autre. Toutes deux ne sont compatibles qu'avec $\beta < 0$ (dièdre supérieur à π). La première ne se concevrait que pour un régime établi par vitesses décroissantes : elle équivaudrait, pour un dièdre aigu d'angle 2β et symétrique par rapport à Ox, à un courant permanent supersonique qui serait perturbé *latéralement en amont de l'arête* O, configuration regardée comme inconcevable.

Écartant ce cas, la solution *a* ne convient que si $\mu_0 > 1$, $\beta < 0$ et $\theta_1 < \pi/2$: dans le secteur compris entre Ω_1 et Ω_2 le gaz se détend et s'accélère, $\mu = V/a$ croissant de μ_0 à $\mu_2 = V_2/a_2$ (solution *réversible*, à entropie partout uniforme).

b. La solution $u + (d^2u/d\theta^2) = 0$ correspond à un courant *uniforme* et n'est possible que si les deux champs $\overline{V_0}$ et $\overline{V_2}$, sont séparés par une onde de choc. Celle-ci ne peut exister que si, pour β donné, le courant est *suffisamment supersonique* ($\mu_0 > M_0$; $M_0 - 1 > 0$ et fini, fonction de β). Si β est < 0, l'inclinaison α_1 de l'onde de choc sur Ox est supérieure à $\pi/2$. Cette onde, couchée vers l'amont, rend inconcevable l'établissement du régime, sans préjudice de son *instabilité* probable.

Avec onde de choc couchée vers l'aval, la solution *b* n'est compatible qu'avec $\beta < 0$. Elle représente la *condensation en onde de choc d'un éventail d'ondes de Mach*, étalé dans le cas *a* précédent (avec $\beta < 0$) entre les frontières Ω_1 et Ω_2. Le courant étant irréversible, la possibilité de couplage de deux solutions symétriques l'une de l'autre disparaît. En outre, pour $\mu_0 > M_0$, des deux solutions théoriquement acceptables on ne retient, selon l'expérience, que *l'onde de choc la plus couchée vers l'aval* : son saut d'entropie est moindre et caractérise, selon un critérium que j'ai proposé ailleurs, sa stabilité meilleure.

Ainsi, *selon le signe de* β, la solution acceptable, avec frontière amont couchée vers l'aval, est soit du type *a*, soit du type *b*. L'une et l'autre ne sont possibles que si $\mu_0 > 1$ (et, pour la seconde, si $\mu_0 > M_0 > 1$) ([3]). Pour $\mu_0 > 1$ et $\beta < 0$, ou pour $\mu_0 < M_0$ et $\beta > 0$, donc *notamment pour tous les régimes subsoniques*, les équations (1) *ne comportent pas de solution acceptable* : cette anomalie paraît digne de retenir l'attention.

IV. Lorsqu'une onde de choc est très atténuée, elle est *tangente à la réversibilité*. Ceci se présente (pour $\mu_0 > M_0$) *lorsque* β *est positif et petit*. En développant en fonction de β les écarts de pression, de densité etc. entre les courants amont (indice zéro) et aval (indice 2), leur partie principale est aussi

---

([3]) Ces résultats classiques ont été énoncés par L. Prandtl (*Physikal. Zeitschrift*, 8, 1907, p. 23) et par son élève Th. Meyer (*Forschungsheft* 62 *des V. D. Ingenieure*, 1908). L'exposé ci-dessus permet de les déduire rapidement de propositions et formules à la fois générales et simples.

bien valable ([4]) pour β négatif (et petit en valeur absolue). On obtient ainsi

$$\frac{\mu_2 - \mu_0}{\mu_0} \simeq -\frac{[2 + (\gamma - 1)\mu_0^2]\beta}{2\sqrt{\mu_0^2 - 1}}. \tag{3}$$

Mais le principe de Carnot-Clausius oblige à *exclure les ondes de dilatation* (à saut d'entropie négatif) et ne permet donc pas d'en retenir le schéma, même sous la forme conventionnelle d'onde dite *de dérangement* ([5]), pour le cas $\beta < 0$.

Lorsque β est positif et petit, la limite inférieure M_0 des régimes supersoniques avec onde de choc a pour valeur principale

$$M_0 \simeq 1 + 0,596\,[(\gamma + 1)\beta]^{\frac{2}{3}}.$$

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Léon Bertrand. *Les chaînons et hauts plateaux provençaux du sud-ouest des Alpes-Maritimes et des régions avoisinantes des Basses-Alpes et du département du Var* (Extrait des *Mémoires de la Société géologique de France*, Tome XXII, Mémoire 49) (présenté par M. Em. de Margerie).

Louis Dunoyer. *La construction des instruments et la géométrie du corps solide* (Extrait de *Appareils de mesure et de contrôle*, Tome II).

M. **Charles Dufraisse** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Chimie, par la mort de M. *Auguste Béhal*.

M. **Pierre-P. Grassé** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Anatomie et Zoologie, par la mort de M. *Louis Bouvier*.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur une étude photographique des Perséides.*

Note de M. **Georges Guigay**, présentée par M. Ernest Esclangon.

On sait que, d'après Denning, l'averse météorique des Perséides dure près de six semaines, du 11 juillet au 19 août. De 30 années d'observations visuelles,

([4]) Un développement très élégant a été donné récemment par M. Tesson (*Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 208).

([5]) Cette notion inspirée de Preiswerk a été proposée à cet effet dans la Note ci-dessus citée de M. Tesson.

Denning a déduit jour par jour la position du radiant [1]. Si l'on passe des coordonnées équatoriales α et δ aux coordonnées écliptiques λ et β, et si $\odot$ est la longitude du soleil, on constate que, pendant toute la durée de l'essaim, $\lambda - \odot$ et β avoisinent respectivement -77° et $+38^\circ$. Nous avons entrepris une nouvelle détermination du déplacement du radiant en utilisant *uniquement* des observations photographiques. Ces dernières ont été tirées de deux catalogues de Harvard College [2] et des observations d'Elkin à Yale [3]. On a ainsi, pour chaque météore, les coordonnées équatoriales des extrémités et l'instant du milieu de la pose. Une étude préliminaire nous a fourni 62 traînées enregistrées entre le 20 juillet et le 19 août, et dont les prolongements passaient à moins de 10° du radiant de Denning.

On s'est inspiré de la méthode appliquée par Arend, Hunaerts et G.-C. Flammarion [4] aux Draconides du 9 octobre 1933. Adoptons des coordonnées écliptiques où l'origine des longitudes serait à chaque instant au Soleil. Soient, dans ce système, λ'_1 et β_1 le point d'apparition, λ'_2 et β_2 le point d'extinction, λ' et β le radiant. Les coordonnées rectilignes de ces trois points sont $x_1 y_1 z_1$; $x_2 y_2 z_2$; xyz et celles du pôle de la traînée

$$U = \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}, \qquad V = \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}, \qquad W = \frac{w}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}},$$

où

$$u = y_1 z_2 - z_1 y_2, \qquad v = z_1 x_2 - x_1 z_2, \qquad w = x_1 y_2 - y_1 x_2.$$

Enfin, si ε désigne la plus courte distance du radiant à la traînée,

$$(1) \qquad \sin\varepsilon = Ux + Vy + Wz.$$

Si l'on avait toujours, suivant l'éphéméride de Denning, $\lambda - \odot = -77^\circ$, $\beta = 38^\circ$, on aurait $x = X$, $y = Y$, $z = Z$ (X, Y, Z constants).

Nous considérerons cette éphéméride comme seulement approchée et nous poserons

$$x = X + \xi + \mu t, \qquad y = Y + \eta + \nu t, \qquad z = Z + \zeta + \sigma t,$$

où t est défini comme suit : appelons $\odot$ la longitude du soleil pour 1900,0 lors de l'enregistrement du météore, et $\odot_0$ la longitude du soleil le 10 août 1900 à 0 heure; nous poserons $t = \odot - \odot_0$.

Le radiant théorique ici défini sera affecté par l'attraction zénithale et l'aberration diurne; ses coordonnées pourront s'écrire

$$(2) \qquad x = X + \xi + \mu t + b, \qquad y = Y + \eta + \nu t + c, \qquad z = Z + \zeta + \sigma t + d,$$

---

(1) *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 53, 1899, p. 210.

(2) *Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College*, **87**, part 3, 1931; **82**, part 8, 1937.

(3) *Astronomical Journal*, 46, 1937, p. 41.

(4) *Bull. Classe des Sciences Acad. Roy. Belg.*, **20**, vi, 1934, p. 538; *L'Astronomie*, 1936, p. 230.

où b, c, d représentent les changements apportés par ces deux effets à xyz, que l'on peut calculer approximativement en adoptant les positions du radiant données par Denning.

Si l'on porte les expressions (2) dans (1), on a

$$(4)\quad \sin\varepsilon = U\xi + V\eta + W\zeta + Ut\mu + Vt\nu + Wt\sigma + UX + VY + WZ + Ub + Vc + Wd.$$

Mais le radiant devant toujours se trouver sur une sphère de rayon unité,

$$(5)\quad \eta = -\frac{X\xi + Z\zeta}{Y}, \qquad \nu = -\frac{X\mu + Z\sigma}{Y},$$

et, en portant ces valeurs dans l'équation (4),

$$(6)\quad \left(U - V\frac{X}{Y}\right)\xi + \left(W - V\frac{Z}{Y}\right)\eta + \left(U - V\frac{X}{Y}\right)t\mu + \left(W - V\frac{Z}{Y}\right)t\sigma + UX + VY + WZ + Ub + Vc + Wd = \sin\varepsilon.$$

Chacune des 62 traînées donne une équation de cette forme. En faisant $\varepsilon = 0$ et en résolvant par la méthode des moindres carrés on obtient

$$\xi = -0{,}0057 \pm 0{,}0034; \qquad \zeta = +0{,}0131 \pm 0{,}0027;$$
$$\mu = -0{,}0029 \pm 0{,}0010; \qquad \sigma = -0{,}0010 \pm 0{,}0008.$$

Les valeurs trouvées $\xi = -0{,}0057$, $\zeta = +0{,}0131$, $\mu = -0{,}0029$, $\sigma = -0{,}0010$ fournissent les coordonnées α et δ du radiant pour les diverses valeurs de t. Le tableau ci-dessous les donne ainsi que les coordonnées α_D et δ_D de Denning. Les différences $\alpha - \alpha_D$ et $\delta - \delta_D$ ont un caractère systématique, le déplacement du radiant que nous trouvons diffère un peu de celui de Denning, mais la différence est faible car la distance Δ de notre radiant à celui de Denning n'atteint que 3°,4 et 2°,0 pour $t = -25°$ et $t = +10°$, 25 jours avant et 10 jours après le maximum.

En portant dans (6) les ξ, η, ζ, σ trouvés, on obtient les diverses valeurs de ε. La moyenne quadratique de ε est 1°,44, sa valeur probable $1°{,}44 \times 0{,}675 = 0°{,}97$. Donc, si l'on considère un grand nombre de Perséides apparues du 20 juillet au 19 août, la moitié d'entre elles, prolongées, *passeront à moins d'un degré de notre radiant.*

t°.	⊙.	α.	δ.	α_D.	δ_D.	$\alpha - \alpha_D$.	$\delta - \delta_D$.	Δ.
	° ′	° ′	° ′	°	°	°	°	°
−25....	112.21	18.56	+52.54	16,6	+49,8	+2,3	+3,1	3,4
−20....	117.21	23.28	+53.59	21,8	+51,6	+1,7	+2,4	2,6
−15....	122.21	28.11	+55. 1	27,3	+53,1	+0,9	+2,0	2,0
−10....	127.21	33. 5	+55.58	33,2	+54,4	+0,1	+1,6	1,6
− 5....	132.21	38.12	+56.51	39,0	+55,8	−0,8	+1,1	1,1
0....	137.21	43.31	+57.42	45,0	+57,0	−1,5	+0,6	1,1
+ 5....	142.21	49. 3	+58.24	51,3	+58,2	−2,2	+0,2	1,2
+10....	147.21	54.49	+59. 0	57,9	+59,3	−3,1	−0,3	2,0

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Principe de superposition du comportement visqueux. Perfectionnement de la théorie de Boltzmann.* Note [1] de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons déjà signalé [2] que, *dans le domaine du comportement visqueux*, le couple $C(t)$ et la torsion $\theta(t)$ d'une éprouvette cylindrique sont liés par l'équation

$$C(t)=\frac{\pi R^4}{2h}\int_0^\infty G'(\lambda)e^{-\lambda t}\int_0^t e^{\lambda t}.\theta'(t).dt.d\lambda. \tag{1}$$

Soient $C_1(t)$, $C_2(t)$, ... $C_n(t)$ les lois du couple correspondant respectivement aux lois de torsion $\theta_1(t)$, $\theta_2(t)$, ..., $\theta_n(t)$; la forme linéaire de l'équation précédente nous permet d'affirmer que le couple $C(t)$ correspondant à la torsion $\theta_1(t)+\theta_2(t)+\ldots+\theta_n(t)$ n'est autre que la somme $C_1(t)+C_2(t)+\ldots+C_n(t)$. Cette propriété constitue ce qu'on peut appeler en abrégé le *principe de superposition*.

En utilisant cette propriété, il est possible de transformer l'équation (1) et de l'écrire

$$C(t)=\frac{\pi R^4}{2h}G(\infty)\left[\theta(t)-\int_0^\infty \psi(\tau).\theta(t-\tau).d\tau\right], \tag{2}$$

à condition de poser

$$\psi(\tau)=\frac{1}{G(\infty)}\int_0^\infty e^{-\lambda\tau}\lambda G'_{(\lambda)}.d\lambda. \tag{3}$$

Or *l'équation* (2) *n'est autre que celle qui sert de base à la théorie émise par Boltzmann* [3] à partir des deux hypothèses suivantes :

1° validité du principe de superposition;

2° la matière se souvient un certain temps des déformations subies, mais ce souvenir s'efface suivant une certaine fonction du temps.

Parmi toutes les théories proposées jusqu'ici pour expliquer la réactivité, celle de Boltzmann est la seule (comme le remarquait M. Bouasse) à donner, dans un certain nombre de cas, une image satisfaisante de la réalité. Toutefois, si la théorie de Boltzmann est une remarquable construction mathématique, elle ne semble pas une théorie physique absolument satisfaisante pour l'esprit. C'est une théorie beaucoup trop *a priori*. On peut se demander d'abord quelle est la raison profonde du principe de superposition lui-même; on peut surtout se demander quels sont les mécanismes qui peuvent expliquer cette propriété complexe qu'est la *mémoire* des états passés que prête Boltzmann à la matière

---

(1) Séance du 15 mai 1944.

(2) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 143.

(3) *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften*, **70**, 1874, pp. 275-306; voir aussi *Ann. Pogg.*, vol. complém., 7, 1876.

et le pourquoi de leur *oubli progressif* suivant une certaine loi définie par la fonction $\psi(\tau)$.

La théorie que nous avons présentée donne la réponse à toutes ces questions. Elle nous donne aussi la raison pour laquelle, comme le remarque Boltzmann lui-même, sa théorie ne s'applique en général qu'aux petites déformations : ***il faut en effet rester dans le domaine du comportement visqueux***, avant l'apparition des premiers glissements plastiques, qui ne satisfont plus aux équations linéaires du comportement visqueux. *La forme linéaire de ces équations aux dérivés partielles est en effet la cause profonde du principe de superposition.*

Mais surtout *la théorie actuelle nous donne la forme mathématique précise de la fonction* $\psi(\tau)$, dont Boltzmann a très bien pressenti qu'elle doit être soumise à certaines conditions et rentrer dans un groupe de formes particulières qu'il n'a d'ailleurs pu préciser, mais dont il suppose seulement *a priori* que $\psi(\tau)$ doit avoir une valeur finie pour $\tau = 0$ et être nulle pour $\tau = \infty$. La fonction $\psi(\tau)$ [équation (3)] s'exprime en effet par une *intégrale de Laplace-Abel dont l'original* $\lambda . G'_{(\lambda)}$ *est une fonction essentiellement positive.* En d'autres termes $\psi(\tau)$ *est la limite d'une somme* ARITHMÉTIQUE *d'exponentielles à exposants négatifs.* Ses dérivées successives sont par suite toutes décroissantes en valeur absolue et alternativement négatives et positives.

Ce fait que $\psi(\tau)$ est la limite d'une somme arithmétique (*et non pas algébrique*) d'exponentielles à exposants négatifs a une importance physique essentielle. On peut d'ailleurs le considérer comme *expérimentalement vérifié par toutes ses conséquences* et en particulier par la suivante :

Dans le cas de la torsion sinusoïdale, après une période d'accommodation, la théorie actuelle nous donne, comme diagramme couple-torsion, une ellipse qui peut se représenter par l'équation

$$C(t) = K . \cos\gamma . \sin(\omega t + \zeta),$$

les angles γ et ζ étant des fonctions de la période qui doivent satisfaire à *l'inégalité fondamentale* $\cos\gamma < \cos\zeta$.

La théorie de Boltzmann nous donne encore une ellipse comme diagramme limite couple-torsion, mais cette théorie reste impuissante à démontrer que l'ellipse-limite suit la loi physique définie par l'inégalité fondamentale $\cos\gamma < \cos\zeta$, *dont la vérification expérimentale est cependant très nette sur tous les diagrammes.*

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Sur les caractères systématiques de certaines distributions.* Note [1] de M. **Jean Thibaud**, présentée par M. Maurice de Broglie.

J'ai antérieurement indiqué, comme conséquence de l'étude approfondie de la distribution des opérations atomiques individuelles (émission de particules

---

[1] Séance du 22 mai 1944.

nucléaires), que l'aspect statistique moyen, reconnu en premier examen, recouvrait des phénomènes systématiques plus complexes, une répartition à nombres entiers, d'un caractère multipériodique (décomposition en série de Fourier), se retrouvant également par sommation.

Ces résultats étaient obtenus par des méthodes de calcul des probabilités entraînant un nombre élevé de mesures et de calculs. J'ai cherché depuis à obtenir des distributions statistiques plus rapidement en combinant des dispositifs électrique et photographique, de façon à intégrer un grand nombre d'opérations élémentaires (de quelques milliers à trente mille) se rapportant à un laps de temps déterminé.

a. Le premier dispositif concerne seulement les très petits intervalles, dont il donne la distribution. C'est donc un appareil à grand pouvoir de résolution, mais auquel échappent les intervalles normaux. Les clichés qu'il fournit devraient montrer un dégradé progressif à partir du point N et vers la droite (*fig* 1) : on note, au contraire, des raies, dont certaines nettes, telles α et β.

b. Le second dispositif utilisé complète le premier et permet d'atteindre des intervalles plus longs. La succession des événements, dont chacun est représenté par un trait vertical, est comparée aux pulsations d'un oscillateur. Dans ces conditions le cliché prend l'aspect d'un spectre limité entre les abscisses x_1 et x_2. Les événements, détachés de leur ordre de succession, tombant en pluie suivant l'axe ox, devraient se répartir statistiquement entre x_1 et x_2, d'où un noircissement homogène, aux fluctuations près. Ils tendent, au contraire, à se grouper en cannelures périodiques, dont on note au moins une quinzaine sur les figures 5 et 7 (distribution de 3000 événements). Souvent, comme sur 2, 3 et 4, on note un renforcement des raies de 3 en 3. J'ai obtenu également des cannelures, mais moins égales, sur des distributions comportant jusqu'à 26000 événements.

Ceci indique que les événements ont une probabilité plus grand de se localiser dans des époques en phase sur une fréquence déterminée, cohérence déja antérieurement mentionnée. Le phénomène est d'ailleurs fort complexe et montre des périodes sous-multiples les unes des autres.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la fluorescence du chlorure de plomb cristallisé.* Note de MM. **Marcel Guillot** et **Jacques Ferrand**, transmise par M. Aimé Cotton.

Le chlorure de plomb Cl^2Pb, dont la solution aqueuse est dépourvue de toute luminescence, présente habituellement, à l'état cristallin, une fluorescence jaune verdâtre, qui a été seulement signalée par quelques auteurs, en particulier J. Chalchat [1], au cours d'un travail effectué sous la direction de l'un

[1] *Contribution à l'étude des phénomènes provoqués par la pulvérisation* (*Thèse Doct. Pharm.*, Paris, 1934); *Travaux des Lab. Mat. Méd. et Pharm. Galén. Fac. Pharm.*, Paris, **25**, 1934, 2e partie.

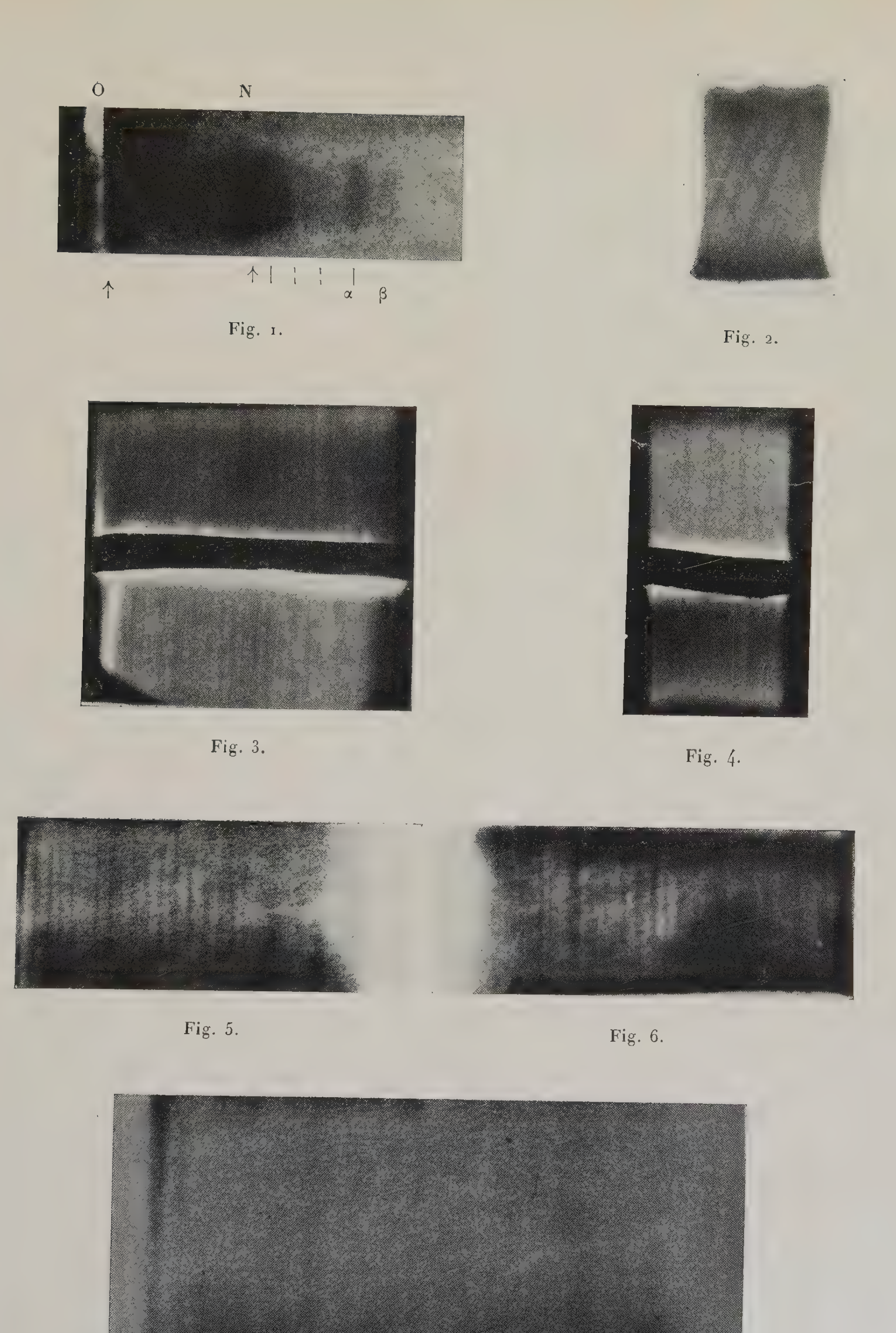


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

Fig. 7.

J. THIBAUD.

de nous. Cet auteur a observé que, par pulvérisation, les cristaux de chlorure de plomb perdaient leur fluorescence.

Nous avons entrepris une étude détaillée de ce sel, qui présente sur les solides luminescents usuels les avantages suivants : Il est facile à obtenir à l'état de pureté. Il cristallise anhydre, et dans une seule forme cristalline. Il est très stable jusqu'à 500°, température aux environs de laquelle il fond, sans décomposition. Il est soluble dans l'eau, sans hydrolyse notable, même à chaud, et beaucoup plus soluble à 100° qu'à 15-20°. Il forme facilement de beaux cristaux, qui se conservent indéfiniment à l'obscurité, sans altération, au contact de l'air, à la température ordinaire.

Nous sommes partis d'un échantillon de chlorure de plomb, considéré comme très pur, et de fluorescence initiale moyennement intense. Nous avons d'abord tenté, en le soumettant seulement à des opérations très simples (dissolution aqueuse, ou fusion à sec, suivies de recristallisation dans des conditions bien déterminées, sans addition d'aucun réactif étranger, même à l'état de traces), de modifier l'intensité de la fluorescence et, si possible, de la faire disparaître, afin de voir quelle serait l'influence des seules conditions de cristallisation, sur un échantillon de composition chimique invariable.

Nous avons alors constaté que, à la température ordinaire, la fluorescence s'atténuait d'autant plus que les cristaux se formaient plus rapidement. Si la cristallisation est instantanée (fraction de seconde), la fluorescence disparaît. Au contraire elle est maxima après le traitement suivant : Dissolution rapide, dans l'eau bidistillée bouillante, presque à saturation, à l'intérieur d'un récipient en verre pyrex; introduction du liquide bouillant, dans un flacon en même verre, à fermeture rodée, qu'on abandonne ensuite à très lent refroidissement, en vase Dewar ouvert (huit à dix jours). A partir du produit initial, on obtient ainsi des cristaux de fluorescence jaune d'or intense. La vitesse de cristallisation est donc un des facteurs déterminants du phénomène.

Si le même produit initial est d'abord fondu, puis recristallisé, par simple refroidissement, même lent, aussitôt après fusion, les cristaux ainsi formés, vers 500°, sont dépourvus de toute fluorescence. Mais, si ensuite on les redissout dans l'eau et si on les fait recristalliser lentement, suivant la technique précédente, la fluorescence réapparaît. On peut donc penser que, si une impureté fluorogène intervient, elle n'a pas été détruite par la fusion. La température de formation des cristaux apparaît ainsi comme un deuxième facteur déterminant.

Lorsque le sel fondu est au contraire maintenu à une température légèrement supérieure à celle de la fusion pendant une heure au moins, on note, après refroidissement et cristallisation, une très légère coloration rosée, qui paraît attribuable à la formation d'une trace d'oxychlorure. Si l'on redissout ensuite dans l'eau bouillante et si l'on maintient la solution au voisinage de 100°, pendant une demi-heure au moins, on voit se former un précipité blanc très léger, d'oxychlorure hydraté, qui flocule et se rassemble au fond. On décante

la solution limpide surnageante, et on l'abandonne à cristallisation par refroidissement. Les cristaux de Cl^2Pb pur ainsi obtenus sont dépourvus de toute fluorescence, et la technique de recristallisation très lente précédente n'a plus le pouvoir de faire réapparaître la fluorescence, si ce n'est avec une intensité insignifiante. Cette expérience prouve que le chlorure de plomb pur peut être dépourvu de toute fluorescence. La première hypothèse qui vient à l'esprit est qu'il existait, dans le sel initial, une impureté fluorogène, que le traitement qui vient d'être décrit a détruite, ou éliminée.

Revenant à ce produit initial, nous avons essayé d'en extraire l'impureté fluorogène éventuelle, par simple cristallisation fractionnée systématique, en solution aqueuse pure. Après plusieurs tours de fractionnement, on voit la fluorescence des cristaux de tête s'accentuer considérablement, celle des produits de queue baisser. En prolongeant le fractionnement, on obtient un produit de cœur beaucoup moins fluorescent que le produit de départ, mais de fluorescence encore très notable. Il semble donc qu'il existe bien une impureté fluorogène, mais qu'elle soit très difficile à séparer du chlorure de plomb. Un fait analogue a été signalé par G. Urbain [*La phosphorescence et ses lois* (Conférence). *Bull. Soc. Chim.*, 1910], à propos d'un échantillon de chaux *pure* rendue luminescente par une trace de manganèse.

Des essais d'addition d'éléments nombreux et divers, au produit non fluorescent, n'ont conduit à aucun résultat. Par contre nous avons rencontré, par hasard, dans certains acides nitriques commerciaux, une impureté non identifiée, dont la moindre trace confère une fluorescence intense au produit préalablement privé de luminescence. C'est la preuve certaine de l'existence d'une impureté fluorogène. Mais sa nature n'a pu être encore élucidée, même par analyse spectrographique. La dose active paraît extraordinairement faible.

Ces résultats rapprochent le cas du chlorure de plomb cristallisé d'autres cas classiques. Certains faits rendent surtout très grande l'analogie avec le sulfure de zinc : très faible teneur en impureté luminogène [$\leq 10^{-6}$ de cuivre dans le sulfure de F. Prevet (2)], disparition de la luminescence par pulvérisation (2), même effet par irradiation prolongée, sensibilité photochimique plus grande des cristaux les plus luminescents (3) etc. Nous poursuivons l'étude de ces phénomènes.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'activation de l'oxygène par les ultrasons.* Note de M. **Jean Loiseleur**, présentée par M. Charles Maurain.

On sait que, dans l'eau soumise aux ultrasons, les alternances très rapides de pression et de dépression entraînent le dégagement des gaz qui étaient

(2) *La structure cristalline du sulfure de zinc phosphorescent. Thèse Doct. Sc.*, Paris, 1931; *Jour. Chim. Phys.*, 28, 1931, p. 470.

(3) M. Curie, *Luminescence des corps solides*, Paris, 1934, p. 95.

dissous (cavitation). Pour l'oxygène le phénomène s'accompagne de l'activation de la molécule. Cette activation peut être mise en évidence par deux procédés différents.

I. Le générateur d'ultrasons est constitué par un disque de quartz (épaisseur $3^{mm},87$, excité par 760 Kc sous 5 kV avec 0,65 A) transmettant à la solution 0,27 watt/cm^3. Une circulation d'eau maintient la température en dessous de 30°. On traite chaque fois 4^{cm^3} de solution, enfermés dans une ampoule à fond plat de 10^{cm^3}.

Tout d'abord, en opérant avec de l'eau distillée, il se forme, comme Schulter et Gohr ([1]) l'ont signalé, des quantités notables d'eau oxygénée. Voici la répétition du phénomène (dosage au photomètre par la méthode au sulfate de titane) :

Durée d'exposition aux U. S.	7	15 minutes
H^2O^2 formée	3,5	7,5 mg °/₀₀

Quant à l'eau oxygénée formée, elle n'est pas décomposée par les U. S. ([2]) : en effet, en opérant avec une solution titrée d'eau oxygénée (10,5 mg °/₀₀), on constate que le traitement entraîne un enrichissement de la solution :

Durée d'exposition aux U. S.	0	5	15	24	32 minutes
H^2O^2 dosée	10,5	12,2	15,5	18	20 mg °/₀₀

II. On peut encore démontrer cette activation de l'oxygène en soumettant directement aux U. S. les réactifs des peroxydases. Par un traitement de quelques minutes, le réactif Nadi vire au bleu, le pyrogallol présente un léger virage au jaune. La dioxyphénylalanine (à 5 °/₀₀ à pH 6,5) constitue le réactif le plus sensible; son virage au rose est déjà appréciable après un traitement de 1 minute.

On peut attribuer à cette activation une origine analogue à celle par laquelle les gouttes d'eau pulvérisées prennent une charge électrique sous l'effet de l'arrachement (Lenard). La seule condition pour que le phénomène se produise ici est l'accumulation de l'oxygène dans une microbulle de taille suffisante pour pouvoir subir efficacement le choc de l'onde ultrasonore; l'activation doit donc être nécessairement précédée de la cavitation ([3]).

Quant à l'oxygène activé, il agit sur les accepteurs qu'il rencontre. Dans

---

([1]) *Zeits. angew. Chem.*, 49, 1936, p. 420.

([2]) On peut rappeler que les rayonnements ionisants entraînent également l'activation de l'oxygène en provoquant la formation d'eau oxygénée; mais, dans ce cas, l'eau oxygénée radioformée est partiellement décomposée par le rayonnement.

([3]) Ceci explique le phénomène observé par Schmitt, Johnson et Olson (*J. Amer. Chem. Soc.*, 51, 1929, p. 370), à savoir la disparition de l'activation de l'oxygène sous l'effet d'une pression exercée sur le milieu, puisque cette pression s'oppose à la cavitation.

l'eau pure, ceux-ci sont représentés par les ions H^+ provenant de la dissociation de l'eau. La réaction la plus intense correspond environ à pH 4 :

pH de l'eau ultrasonnée..........	1,10	2,45	4,15	6,64	11,30
H^2O^2 formée (après une exposition de 15 minutes aux U.S.).......	1,8	3,8	10,6	10	7,5 mg ‰

Dans le milieu cellulaire, les molécules présentes pourront au hasard intervenir comme accepteurs, subissant, du fait de cette oxydation, une lésion élémentaire. Cette activation de l'oxygène peut ainsi intervenir dans les effets biologiques des ultrasons.

En résumé, l'oxygène dissous dans l'eau est activé par les ultrasons et peut former de l'eau oxygénée ou oxyder les accepteurs offerts par la solution.

PHYSICOCHIMIE. — *Mise en évidence très sensible par l'oxydation anodique de la précipitation dans les solutions solides d'aluminium-magnésium.* Note [1] de MM. **Paul Lacombe** et **Louis Beaujard**, présentée par M. Léon Guillet.

On sait que le début de la décomposition d'une solution solide sursaturée se manifeste par la précipitation d'une seconde phase limitée tout d'abord aux seuls contours des grains de l'alliage. Aussi la distinction entre un joint de grain d'un alliage trempé et celui contenant les premières traces de précipité, sous forme de fines particules alignées, est-elle très difficile.

D'autre part, nous avons déjà indiqué combien il était important d'apprécier exactement ce début de décomposition pour préciser l'origine exacte du durcissement [1]. Nous avons montré aussi que la mesure du paramètre cristallin de la solution solide par les rayons X était impuissante à déceler les premiers signes de précipitation [2]. Seule une méthode d'attaque micrographique, spécifique de la phase précipitée, nous a permis, dans le cas des alliages aluminium-magnésium, aluminium-zinc et aluminium-magnésium-zinc, de déterminer avec certitude les premières traces d'hétérogénéité. Elle consiste à soumettre l'alliage, au préalable poli électrolytiquement, à une oxydation anodique de 30 minutes dans un bain de SO^4H^2 à 10 % en poids sous 1,5 amp/dm². Ce traitement recouvre les alliages trempés homogènes d'une pellicule d'oxydation transparente et continue qui n'altère en rien le poli spéculaire du polissage électrolytique. L'examen micrographique montre que les joints de grains ne sont pas plus visibles après l'oxydation qu'ils ne l'étaient après le polissage. Au contraire, dès qu'il y a précipitation, on observe un dépolissage de la surface oxydée, dû à une attaque préférentielle des limites de grains.

(1) Séance du 15 mai 1944.
(2) P. Lacombe, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 156.
(3) P. Lacombe, *Thèse*, Paris, 1943.

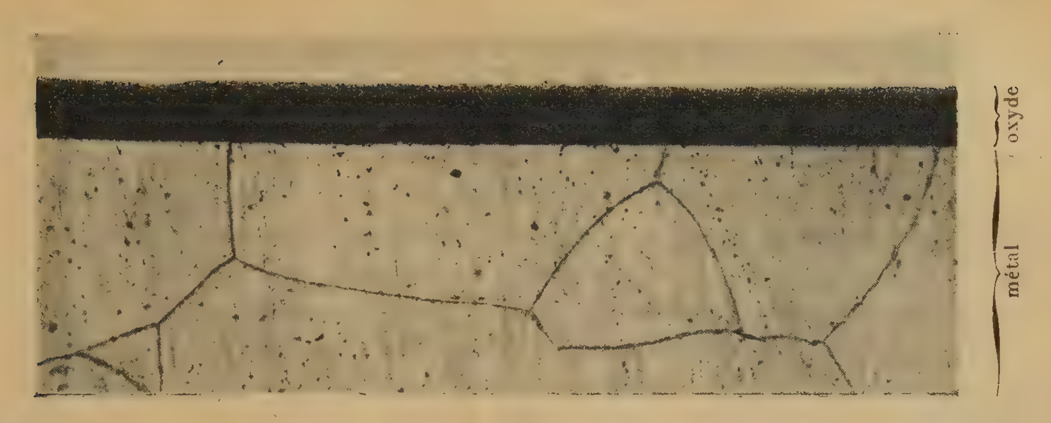


Fig. 1. — Coupe de la pellicule d'oxydation anodique obtenue sur un alliage Al-Mg à 9 % trempé. G = 1000.

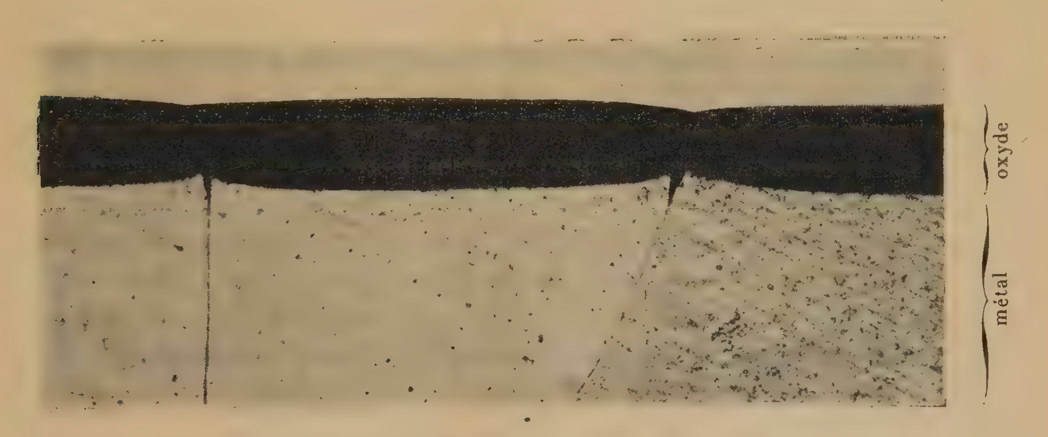


Fig. 2. — Coupe de la pellicule d'oxydation anodique obtenue sur un alliage Al-Mg à 9 % revenu 10 heures à 200°. G = 1500.

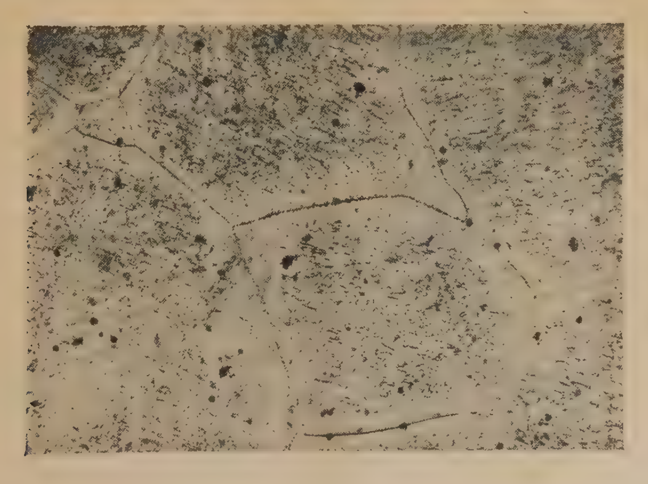


Fig. 3. — Hétérogénéité de la précipitation dans un alliage Al-Mg à 9 % revenu 50 heures à 200°. G = 700.

Afin de préciser la nature de cette oxydation intergranulaire au début de la précipitation, nous avons comparé une coupe de la pellicule d'oxydation d'un alliage aluminium-magnésium à 9 % trempé et du même alliage revenu 10 heures à 200°. Chaque grain de la solution solide trempée est recouvert d'une pellicule d'épaisseur rigoureusement constante sur toute sa surface (*fig.* 1). Au contraire la transformation en oxyde de la solution solide au début de sa décomposition progresse avec une vitesse différente à la surface de chaque grain (*fig.* 2). L'oxydation est maximum au centre des grains et elle se fait par sillons profonds à l'aplomb de chaque limite intercristalline. De plus l'épaisseur de la couche d'alumine est minimum de part et d'autre des limites de grains. Nous interprétons ce dernier fait comme dû à l'hétérogénéité de composition de la solution solide apparaissant progressivement au cours du revenu. La précipitation d'une seconde phase, concentrée aux seuls contours des grains, ne peut s'effectuer que par un enrichissement en magnésium de la solution solide, par diffusion du métal dissous vers la périphérie de chaque grain. Cette diffusion reste limitée au voisinage immédiat de chaque contour de telle sorte que le centre du cristal conserve sa teneur initiale en métal dissous. Ceci permet de comprendre pourquoi les rayons X ne peuvent déceler, par la seule mesure du paramètre cristallin de la solution solide, les premières traces de précipité. En effet, au début du revenu, la plus grande partie de l'intensité des rayons X sera diffractée par le centre des cristaux qui a conservé sa teneur initiale en élément dissous. Seule une infime fraction sera diffractée sous un angle différent par le pourtour des grains appauvri en magnésium.

Lors d'un revenu prolongé, l'hétérogénéité de composition de la solution solide est confirmée par l'hétérogénéité de la précipitation : il y a absence de précipité au voisinage immédiat des grains (*fig.* 3).

Ainsi l'oxydation anodique se révèle comme une méthode très sensible pour déceler à la fois les traces de précipité aux joints des grains et l'hétérogénéité de composition de la solution solide au cours de la précipitation.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les esters hydroxy-3 chloro-4 et dichloro-3.4 butyriques. Obtention du chloro-4 crotonate d'éthyle pur.* Note de MM. **André Broche** et **René Rambaud**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le chloro-4 crotonate d'éthyle obtenu par déshydratation sur P^2O^5 de l'hydroxy-3 chloro-4 butyrate, seul procédé jusqu'à présent classique [1], est toujours fortement souillé d'un isomère vinylacétique chloré

$$CH^2Cl-CHOH-CH^2-COOEth \begin{cases} \nearrow CH^2Cl-CH=CH-COOEth \\ \qquad + \\ \searrow CHCl=CH-CH^2-COOEth \end{cases},$$

dont il est impossible de le purifier par distillation.

---

(1) Braun, *J. Am. Chem. Soc.*, **52**, 1930, p. 3167.

Le spectre Raman de tous les échantillons obtenus montre inévitablement trois raies dans le domaine des fréquences éthyléniques

$$a = 1666 \text{ cm}^{-1}, \qquad b = 1651 \text{ cm}^{-1}, \qquad c = 1607 \text{ cm}^{-1};$$

les deux dernières, moins intenses que la première, étant d'opacité sensiblement équivalentes.

Or l'acide chloro-4 crotonique fusible à 82°,7, considéré comme une forme *trans* éthylénique pure, peut être d'un accès relativement aisé. Il résulte en effet de l'action des solutions aqueuses de soude sur tout ester dichloro-3.4 butyrique, ces derniers produits s'obtenant eux-mêmes par traitement au chlorure de thionyle des chloro-4 hydroxy-3 butyrates. Lespieau (2) avait signalé déjà cette possibilité d'accéder à l'acide chloro-4 crotonique à partir du dichloro-butyrate d'éthyle (dichlorure préparé d'ailleurs à l'aide non de $SOCl^2$, mais de PBr^3). La faiblesse des rendements alors obtenus ne semblait pas, toutefois, favorable à l'édification d'une méthode de préparation basée sur cette réaction. Nous avons pu reconnaître qu'au contraire, dans des conditions convenables (soude à 10 %, température ambiante, agitation violente), le rendement en acide pouvait être porté jusqu'à 60 %. Le procédé est nettement préférable, à tous points de vue, à celui qui consiste à saponifier, à la température d'un mélange réfrigérant, le chloro-4 crotonate d'éthyle impur (1), opération fastidieuse, longue et dont le rendement final (61 %) n'est qu'à peine supérieur.

L'acide chloro-4 crotonique cristallisé, soumis à l'action de $SOCl^2$, conduit à un chlorure d'acide dont la transformation en ester s'effectue à froid, par le mélange alcool-pyridine.

Le chloro-4 crotonate d'éthyle, issu de cette suite d'opérations, est rigoureusement exempt d'isomère vinylique. Ses constantes sont :

Éb 83° sous 13mm; d 1,118; n_D 1,463 à 14°.

Son spectre ne présente plus la raie c des spectres précédents; seules les raies a et b s'y retrouvent. Il ne faut pas envisager leur présence simultanée comme l'indice d'un mélange *cis* + *trans* crotonates, mais bien plutôt conclure que, comme les fumarates de méthyle et d'éthyle, le *trans*-chloro-4 crotonate possède deux raies d'inégale intensité dans la gamme des fréquences généralement attribuées aux doubles liaisons entre carbones.

Au cours de cette étude divers produits, non encore décrits, ont été préparés à l'état de pureté. Nous donnons ci-dessous leurs constantes :

1° $CH^2Cl—CHOH—CH^2—COOR$.

R.	Éb.		d.	n_D.	
CH^3	104-105° sous	13mm	1,259	1,458 à	14°,5
C^3H^7n	114-115	8	1,150	1,453	21
C^4H^9n	123-124,5	4	1,121	1,453	20
C^4H^9i	122-124	9	1,116	1,451	24

(2) *Bull. Soc. Chim.*, 33, 3e série, 1905, p. 465.

2° $CH^2Cl—CHCl—CH^2—COOR$.

R.	Éb.		d.	n_D.	
CH^3..........	89,5-90° sous 15mm		1,278	1,459 à 23°	
C^3H^7n.........	114-115	14	1,175	1,454	19
C^4H^9n.........	127-128	15	1,143	1,454	24
C^4H^9i.........	121-122	15	1,138	1,452	22

3° $CH^2Cl—CH=CH—COCl$.

Éb.	d.	n_D.
74-74°,5 sous 16mm,5	1,316	1,501 à 11°

D'autre part, il y a lieu de modifier comme suit les constantes signalées (²) pour le dichloro-3.4 butyrate d'éthyle :

4° $CH^2Cl—CHCl—CH^2—COOOC^2H^5$.

Éb.	d.	n_D.
94-95° sous 12mm	1,217	1,456 à 19°

PHYSIQUE COSMIQUE. — *La loi de fréquence des grandes gerbes de l'air.* Note (¹) de M. **Jean Daudin**, présentée par M. Maurice de Broglie.

I. L'expérience et la théorie établissent que les gerbes de l'air (²) présentent une extrême variété dans le nombre de leurs trajectoires. L'on peut rechercher la fonction de fréquence $N(\delta)$ telle que $N(\delta)\,d\delta$ représente le nombre de gerbes par unité de temps et comportant entre δ et $\delta + d\delta$ trajectoires par unité de surface contrôlée par les compteurs.

II. On peut rechercher la fonction $N(\delta)$ théoriquement. Sous certaines approximations et dans un domaine de densités limité, la théorie des cascades conduit à prévoir la forme

$$N(\delta) = N_0\,\delta^{-\gamma}.$$

La vérification expérimentale est en général impossible directement, puisque le système de compteurs éloignés enregistrant les gerbes déforme complètement la répartition $N(\delta)$, les gerbes de densité décroissante ayant une chance croissante d'échapper à un ou plusieurs compteurs. Cependant, moyennant certaines approximations, on peut raccorder les résultats expérimentaux et théoriques par une voie indirecte.

La répartition des gerbes enregistrées devient identique à la répartition vraie $N(\delta)$ pour les gerbes si denses que les compteurs n'en manquent aucune. Sans hypothèse annexe, on peut donc déterminer directement $N(\delta)$.

III. Au cours de la mission organisée l'été de 1943 au Lautaret (2060m) par M. Leprince-Ringuet, il a été pris 1830 clichés de Wilson de grandes

(¹) Séance du 22 mai 1944.

(²) Daudin, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 483.

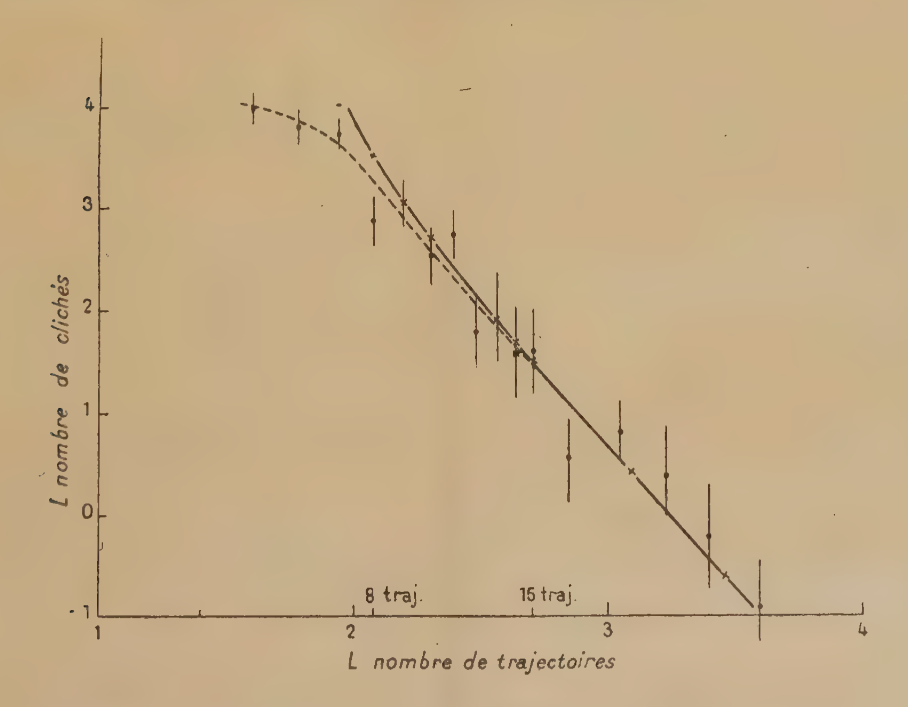
gerbes de l'air. La détente était commandée par la coïncidence de 2 compteurs éloignés. Une petite lampe à néon s'allumait devant la chambre lorsqu'un 3e compteur était touché. Toutes les gerbes comportant plus de 16 trajectoires dans la chambre de Wilson ont actionné ce 3e compteur, qui a omis moins de 15 % des gerbes de 8 à 16 trajectoires. La répartition des clichés à plus de 16 trajectoires est donc la répartition vraie, tandis que les compteurs de commande doivent fausser de moins de 25 % la répartition des clichés de 8 à 16 trajectoires.

Le tableau et le diagramme ci-dessous indiquent la variation du nombre de clichés en fonction du nombre de trajectoires qu'ils comportent. Puisque l'on

Nombre de trajectoires	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
clichés	54	45	42	18	22	13	16	6	7	5	5

trajectoires	16–19	20–23	24–27	28–32	33–45
clichés	7	9	6	4	5

Outre 1 cliché de 55, 1 de 60 et 2 de plus de 100 trajectoires.



peut tracer parmi les points expérimentaux une droite de pente voisine de 2,7, le nombre de clichés comportant V trajectoires varie à peu près comme $V^{-2,7}$. En réalité V est une variable discontinue, qui n'est pas absolument proportionnelle à δ. Le calcul de correction, tenant compte des trajectoires fortuites, indique qu'une fonction $\delta^{-\gamma}$ où $\gamma = 2,5$ conduit à un diagramme théorique en fonction de V, voisin d'une droite de pente $-2,7$.

Conclusion. — On obtient ainsi directement une loi de répartition ou de fréquence gouvernée par la fonction $\delta^{-\gamma}$, où δ est la densité des gerbes et γ une constante égale à $2,5 \pm 0,3$. La détermination indirecte conduisait à $\gamma = -2,5$ au Lautaret. Il paraît donc légitime de considérer γ comme une constante dans le domaine de densités des grandes gerbes observables. La loi de fréquence des chocs d'Hoffmann en fonction de leur amplitude est du même type et l'exposant, pour les grandes gerbes et les chocs, diminue lentement avec l'altitude. Bien que les deux exposants soient différents, les deux phénomènes, déjà parents d'après les travaux d'Euler ([3]), se rapprochent encore à ce point de vue.

Enfin ce contrôle de la forme de $N(\delta)$ confirme la théorie établie par l'auteur et destinée à donner une représentation mathématique aussi complète que possible des propriétés des grandes gerbes d'Auger.

Nota. — On a tenu compte, pour placer la courbe théorique, du fait qu'il n'y a que 4 clichés de plus de 45 trajectoires alors que la répartition théorique en prévoit 6 ou 7. C'est l'équivalent d'un point expérimental qui se situerait nettement au-dessous de la courbe théorique vers les très grands nombres de trajectoires.

GÉNÉTIQUE. — *Allélomorphes multiples conditionnant la pigmentation et l'albinisme chez* Arion hortensis *de Fér.* Note de M. **Marcel Abeloos**, présentée par M. Maurice Caullery.

Arion hortensis doit sa coloration, normalement noire à l'état adulte, à un pigment mélanique qui est bleu ardoisé à l'éclosion et durant la période infantile de la vie de l'animal ([1]). J'ai observé des variations héréditaires se traduisant, l'une par une coloration infantile rose lilas et une pigmentation atténuée à l'état adulte, l'autre par l'absence totale de pigment mélanique à toutes les étapes de la vie. Ces variations du pigment mélanique tégumentaire sont toujours parallèles à des variations de coloration de la paroi de la gonade, mais n'ont aucun retentissement sur la coloration du foie. *Arion hortensis* possède en outre un pigment orange, existant seul sur la sole pédieuse; c'est un pigment soluble analogue au pigment rouge d'*Arion rufus* L., qui n'a présenté aucune variation corrélative de celles du pigment mélanique.

D'un individu unique, capturé adulte en décembre 1941 et remarquable par sa faible pigmentation, j'ai obtenu, en 1942, une première génération composée d'individus bleus et d'individus roses.

Des roses (4 adultes), croisés entre eux, j'ai obtenu, en 1943, 285 descen-

---

([3]) *Zeits. Phys.*, **116**, 1940, p. 73.

([1]) Cf. M. Abeloos, *Comptes rendus*, **215**, 1942, pp. 38 et 96.

dants roses et 26 blancs, mais aucun bleu; tandis que les bleus de la première génération (25 adultes), croisés entre eux, ont donné une descendance tricolore : 341 bleus, 127 roses et 97 blancs.

A la 3ᵉ génération (1944), les individus blancs, quelle que soit leur provenance, n'ont fourni que des blancs; les roses n'ont donné, comme les roses de la 1ʳᵉ génération, que des roses et des blancs; les bleus, se reproduisant entre eux, ont engendré des descendants des trois couleurs.

Les blancs, n'engendrant que des blancs, ne peuvent être qu'homozygotes (OO). En supposant que la coloration blanche ou rose ne dépend que d'un gène, que le blanc (O) est dominé par le rose (*r*) et que les roses de la 1ʳᵉ et de la 2ᵉ génération comprenaient à la fois des homozygotes (*rr*) et des hétérozygotes (*r*O), on s'explique la composition de leur descendance et les proportions non simples de la disjonction.

En ce qui concerne la coloration bleue des individus sauvages, l'élimination définitive du caractère bleu dans la descendance des individus roses descendants de bleus conduit à considérer le bleu comme un troisième allélomorphe (B) du même gène, dominant à la fois le rose et le blanc. Cette hypothèse, qui est la plus simple qu'on puisse envisager, permet d'interpréter tous les résultats précédents, en supposant que l'individu initial, de constitution *r*O, s'était accouplé avant sa capture avec un bleu B*r*. [*Arion hortensis* ne semble pas pouvoir se reproduire par autofécondation comme *Arion rufus*. D'autre part l'existence de l'allèle (*r*) chez un certain nombre d'individus sauvages est confirmée par d'autres élevages.]

L'hypothèse des allèles multiples est également confirmée par l'étude de la descendance de couples constitués avec des individus de la 2ᵉ génération des divers types de coloration. Ainsi un couple (bleu × blanc) ne m'a donné que des bleus et des blancs, à l'exclusion de roses, ce qui s'interprète aisément en attribuant aux conjoints les formules BO et OO. En isolant un grand nombre de couples d'individus roses, on doit réussir à obtenir une lignée rose homozygote (*rr*) pure, ce qui constituerait une vérification définitive de l'hypothèse.

Enfin des différences assez nettement tranchées dans l'intensité de la teinte des individus bleus paraissent correspondre aux trois génotypes bleus, BB, B*r* et BO, et des différences dans l'intensité du rose aux deux génotypes *rr* et *r*O.

En résumé, les trois types de pigmentation observée, bleu (B), rose (*r*) et blanc (O) correspondraient à trois états allélomorphes d'un même gène, B dominant *r* et O, *r* dominant O.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Le pouvoir régénérateur, au cours de l'intermue, chez les Amphipodes Gammariens.* Note de M. **Jean-Léonide Tingaud**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai constaté, chez les Gammariens d'eau douce, *Gammarus pulex* Sars et *Echinogammarus Berilloni* Catta, à tous les stades de leur vie, la faculté de régénération des appendices, antennes, péréiopodes, pléopodes, uropodes et des dépendances des appendices, branchies, oostégites, plaques coxales. En aucun cas je n'ai observé l'autotomie d'un appendice lésé. Pour tous les appendices, le régénérat se constitue sous la cicatrice et ne devient jamais visible extérieurement avant la mue qui suit l'amputation.

Sur un lot d'individus adultes, muant au laboratoire tous les 30 jours environ, j'ai amputé un péréiopode à différentes époques de l'intervalle séparant deux mues consécutives. Si l'amputation est faite moins de 14 jours avant une mue, aucun régénérat n'est formé au moment de cette mue. Mais, si l'amputation est pratiquée plus de 16 jours avant la mue, celle-ci libère toujours un régénérat plus ou moins développé. Le pouvoir régénérateur fait donc totalement défaut durant la seconde moitié de l'intermue. Chez les jeunes, qui muent tous les 15 jours environ, on observe le même phénomène, la période d'inaptitude à la régénération correspondant encore à la seconde moitié de l'intermue.

Afin de voir si le pouvoir régénérateur existe dès le début de l'intermue, j'ai sectionné le fouet de l'antennule à des époques régulièrement échelonnées. Les articles du fouet se différencient en direction basipète. Le nombre minimum d'articles régénérés est de 4 : il semble donc que la différenciation du régénérat débute par l'édification simultanée de ses quatre articles les plus distaux. Le nombre des articles régénérés, qui fournit une mesure de la croissance du régénérat, est maximum (la moitié environ du nombre primitif) lorsque l'amputation suit *immédiatement* la mue et diminue régulièrement lorsque la date de l'amputation se rapproche du milieu de l'intermue.

Il n'existe donc pas, chez les Gammariens, de période d'inaptitude à la régénération suivant immédiatement la mue, comme celle qui a été signalée par M. Abeloos (¹) chez *Carcinus* et par L. Nouvel (²) chez *Dromia*. Par contre l'existence d'une période d'inaptitude à la régénération à la fin de chaque intermue paraît être un fait général chez les Arthropodes : Crustacés (Cladocères, Isopodes, Décapodes), Araignées, Myriapodes (Scutigère). On l'observe aussi bien dans les cas où le régénérat est visible extérieurement dès sa consti-

---

(¹) *C. R. Soc. Biol*,, **112**, 1933, p. 1613.
(²) *Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 310.

tution (Crabes), que chez les animaux où il se différencie sous l'étui cuticulaire. La durée de cette période d'inactivité représente une fraction de l'intermue constante pour chaque espèce, mais très variable suivant les groupes : 1/5 chez la Scutigère, d'après J. A. Cameron (3); 3/4 chez les Araignées, d'après P. Bonnet (4).

Lorsqu'on sectionne simultanément plusieurs appendices du même individu, il y a régénération de tous les appendices amputés, ou absence totale de régénération, suivant que l'opération est pratiquée durant la première ou la seconde moitié de l'intermue. Cependant j'ai observé, dans quelques cas où l'amputation était faite vers le milieu de l'intermue (du 14e au 19e jour avant une mue), la régénération d'un seul des appendices sectionnés, l'autre ne régénérant qu'à la mue suivante. La disparition du pouvoir régénérateur vers le milieu de l'intermue ne paraît donc pas s'effectuer de façon absolument simultanée dans toutes les régions du corps. Ce fait semble indiquer que les conditions physiologiques déterminant le pouvoir régénérateur ne doivent pas être de nature humorale.

La séance est levée à 16h15m.

A. Lx.

---

(3) *Journ. Exp. Zool.*, 46, 1926, p. 169.

(4) *Bull. Soc. Hist. nat. Toulouse*, 59, 1910, p. 237.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mai 1944.

Que sais-je? La chimie des êtres vivants, par Maurice Javillier. Paris, Presses universitaires de France, 1944; 1 vol. 18cm.

Que sais-je? Les techniques de la métallurgie, par Léon Guillet. Paris, Presses universitaires de France, 1944; 1 vol. 18cm.

Science, Langage, Connaissance. *Les chemins divers de la connaissance*, par Robert Gérard. Paris, Vanœst, Les Éditions d'art et d'histoire, 1944; 1 vol. 25cm.

Actualités scientifiques et industrielles, 970. *Microbiologie.* Tome II. *L'évolution physiologique. Étude des pertes de fonctions chez les microorganismes*, par André Lwoff. Paris, Hermann et Cie, 1943; 1 vol. 25cm (présenté par M. M. Caullery).

La construction des instruments et la géométrie du corps solide, par Louis Dunoyer. Paris, Editions du Comité général d'organisation des industries mécaniques, s. d.; 1 fasc. 27cm.

Les chaînons et Hauts plateaux provençaux du Sud-Ouest des Alpes maritimes et des régions avoisinantes des Basses-Alpes et du département du Var, par Léon Bertrand. Extrait des *Mémoires de la Société géologique de France.* Nouvelle série. Tome XXII, fasc. 3-4, feuilles 8 à 19, Mémoire n° 49, pp. 1 à 90, pl. I à IV. Paris, Au Siège de la Société, 1943; 1 vol. 33cm.

